

НЕЛИНЕЙНЫЙ СПЕКТРОГРАФ С УПРАВЛЯЕМОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов и А. Г. Калинин

Явление частотного преобразования оптического излучения в нелинейных кристаллах нашло практическое применение не только при создании генераторов гармоник и перестраиваемых по частоте параметрических генераторов света. Это явление положено в основу предложенных недавно устройств для регистрации спектров оптического излучения [1, 2]. Первоначально это было устройство для регистрации спектральных и временных характеристик излучения лазерных источников [1, 3]. Затем подобное устройство было предложено для регистрации спектров нелазерных источников (так называемый «нелинейный спектрограф» [2]).

Достоинство подобных устройств помимо их высокой дисперсии, в некоторых случаях значительно превосходящей дисперсию обычных спектральных устройств [3] заключается в возможности использовать для регистрации спектров одной области частот приемники, чувствительные в другой спектральной области. Например, для регистрации инфракрасных спектров «нелинейный спектрограф» позволяет применять чувствительные в видимой области спектра фотоумножители или, что очень существенно,

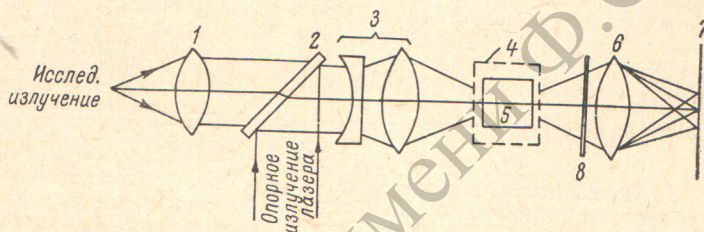


Рис. 1. Оптическая схема нелинейного спектрографа с управляемой дисперсией.

панорамный приемник — фотопленку. В этом принципиальное преимущество «нелинейных спектрографов», поскольку в настоящее время панорамных приемников, чувствительных в ИК области, не существует.

Принцип действия «нелинейного спектрографа» состоит в том, что некогерентный пучок исследуемого излучения и когерентный пучок опорного лазерного излучения преобразуются в нелинейном кристалле в излучение суммарной частоты. При этом сложение каждой частотной составляющей исследуемого излучения с опорным происходит в своем направлении синхронизма в кристалле. Поскольку направление синхронизма обладает дисперсией, то для преобразования исследуемого спектра с шириной $\Delta\lambda$ необходимо, чтобы как исследуемое, так и опорное излучение падало на нелинейный кристалл сходящимися пучками с углом сходимости, достаточным для «перекрывания» соответствующих направлений синхронизма. Этот угол α определяется выражением

$$\alpha = \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda, \quad (1)$$

где $d\theta/d\lambda$ — дисперсия направления синхронизма в кристалле. Спектрограмма исследуемого излучения получается путем регистрации (например, фотографической) угловой структуры преобразованного излучения.

Поскольку эффективность преобразования уменьшается при увеличении угла α , то при достаточно большой величине дисперсии $d\theta/d\lambda$, а также при широком спектральном интервале $\Delta\lambda$ требуемая величина угла α может быть столь большой, что яркость спектрограммы будет недостаточной для ее фотографической регистрации. Ограничение допустимой величины угла α приводит к ограничению максимальной ширины исследуемого спектра, который может быть зарегистрирован на фотопленке.

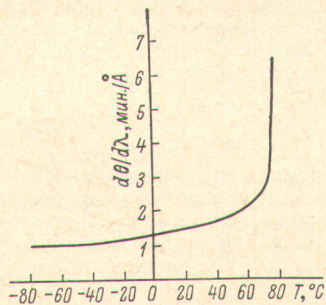
В настоящем сообщении предлагается схема нелинейного спектрографа с управляемой (переменной) дисперсией. Такая схема дает возможность регистрировать на панорамный приемник — фотопленку — спектры различной ширины, не уменьшая при этом яркости спектрограммы (т. е. не увеличивая угол α). Это расширит возможности практического применения нелинейного спектрографа.

Сущность предлагаемой схемы состоит в использовании исследованного авторами явления зависимости дисперсии направления синхронизма в нелинейном кристалле от его температуры [4]. На рис. 1 приведена схема нелинейного спектрографа с управляемой дисперсией. Некогерентное исследуемое излучение коллимируется линзой 1 и с помощью полупрозрачной пластины 2 сводится в пространстве с моно-

хроматическим опорным излучением лазера. В объективе с переменным фокусным расстоянием 3 формируется сходящийся пучок; требуемый угол сходимости определяется соотношением (1) и устанавливается объективом 3. Спектрограмма регистрируется на фотопленке 7 в фокусе линзы 6. Светофильтр 8 поглощает как опорное, так и исследуемое излучение, прошедшее через нелинейный элемент 5, пропуская возбужденное в кристалле излучение суммарной частоты.

Если максимально допустимый (с точки зрения яркости спектрограммы) угол α недостаточен для «перекрытия» в кристалле 5 направлений синхронизма сложения всех

Рис. 2. Зависимость дисперсии направления синхронизма от температуры кристалла LiNbO_3 в области 1.06 мкм .



частотных компонент исследуемого излучения с опорным пучком лазера, то спектрограмма не зарегистрирует весь исследуемый спектр. В этом случае для регистрации всего спектра необходимо уменьшить дисперсию направления синхронизма $d\theta/d\lambda$. Управление величиной дисперсии осуществляется изменением температуры кристалла, для чего он помещен в термокамеру 4. На рис. 2 показана зависимость от температуры кристалла LiNbO_3 величины дисперсии направления синхронизма $d\theta/d\lambda$ для исследуемого излучения в ближней инфракрасной области и опорного излучения с длиной волны 1060 нм (лазер на неодимовом стекле). Как видим, возможно пятикратное изменение дисперсии от 1.4 до 7 мин/Å при сравнительно небольшом (порядка 60°C) изменении температуры кристалла, что соответствует изменению линейной дисперсии при фокусе линзы 6 1 м в пределах от 2.56 до 0.52 Å/мм . Для сравнения заметим, что линейная дисперсия спектрографа со скрещенной дисперсией СТЭ-1 в ближней ИК области равна 12.8 Å/мм , т. е. на порядок меньше.

Плавное изменение дисперсии позволяет увеличить спектральный диапазон регистрируемого на панорамный приемник излучения, не уменьшая яркости спектрограммы.

Литература

- [1] В. Д. Волосов. ЖТФ, 38, 1769, 1968.
- [2] A. G. Akmanov and oth. IEEE J. QE-4, 11, 828, 1968.
- [3] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов. Опт. и спектр., 29, 374, 1970.
- [4] Р. Б. Андреев, В. Д. Волосов, А. Г. Калинин. Сб. «Квантовая электроника», 1972.

Поступило в Редакцию 7 декабря 1971 г.

УДК 534.2.01

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК НАПРАВЛЕННОСТИ ПЛОСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЗВУКА

Н. Р. Кухарь

Характеристики направленности плоских излучателей звука часто нельзя рассчитывать по формулам синфазно-колеблющегося излучателя, поскольку на его поверхности, как правило, возбуждаются более высокие пространственные моды колебаний. Имеется ряд трудностей при непосредственном измерении характеристик направленности в дальней зоне, но их можно обойти, если зафиксировать картину рассеяния когерентного света неровной поверхностью колеблющегося излучателя. Ниже дается теоретическое обоснование этого метода и приводятся формулы для пересчета интенсивности френгоферовской дифракции света в диаграмму направленности акустического излучателя.

Если плоская поверхность излучателя совершает малые колебания, высота которых описывается функцией $h(x, y; t) = h_0(x, y) \cos \Omega t$ (Ω — частота звука), то угловое